



TITLE:

# Analysis of TDHF-manifold with Reference State Method

AUTHOR(S):

田中, 武志; 坂田, 文彦; 岩沢, 和男

---

CITATION:

田中, 武志 ...[et al]. Analysis of TDHF-manifold with Reference State Method. 物性研究 1997, 68(2): 182-185

ISSUE DATE:

1997-05-20

URL:

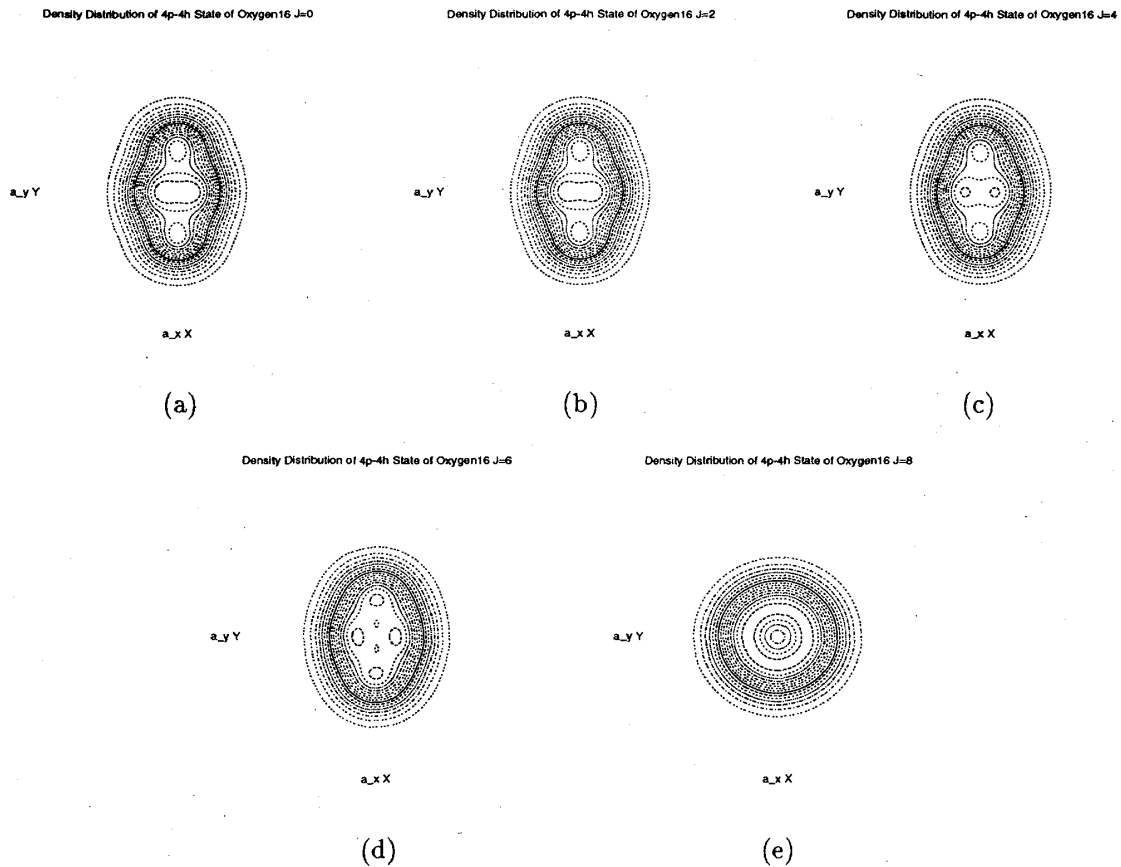
<http://hdl.handle.net/2433/96036>

RIGHT:

# Analysis of TDHF-manifold with Reference State Method

田中武志、坂田文彦<sup>†</sup>、岩沢和男<sup>‡</sup>  
INS, 茨城大理<sup>†</sup>, 筑波大物理<sup>‡</sup>

5.Aug.1996



**Fig.1:** Cranked HF 方程式を Reference State Method を用いて求めた、 $^{16}\text{O}$  の 1st 励起  $0^+$  状態 (4p-4h 状態) の回転バンドの密度分布。紙面垂直方向に回転軸を取った。それぞれ、(a)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 0$ 、(b)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 2$ 、(c)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 4$ 、(d)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 6$ 、(e)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 8$ 、である。

原子核やマイクロクラスターの様な有限フェルミオン多体系の複雑な構造をどのように理解するか、と云う問題は現代物理の大きな課題の一つである。この様な系の特徴とし

て有限の大きさの表面を持つ事が挙げられるが、特に原子核はその運動(集団運動)が系の内部構造と強い相関を持つ事が知られている [1]。

原子核物理に於いては質量数の小さい核から大きな核までの広い領域で、平均一体場理論である Nilsson-Strutinsky(NS) 理論 [2][3] が成功を収めているが、NS 理論は微視的な Hartree-Fock(HF) 理論によって正当化されており、また、Cranked HF 方程式の解は時間依存 HF(TDHF) 方程式の特別な周期解であると見做す事が出来る [4]。従って Cranked HF 方程式を Reference State Method[5] を用いて励起回転バンドを求める事により、古典力学に於けるモノドロミー行列を用いた周期軌道の解析 [6] と同様の観点から、TDHF 理論 [7] に基づいて系を理解する事が可能になる。

一方、質量数の比較的小さい ( $A \sim 50$ ) 領域に於いては、原子核は $\alpha$ 粒子を単位とする $\alpha$ -クラスター構造をしばしば取る事が知られており、励起状態に於いては非常にエキゾチックな形を取る場合もある [8]。また重い核に於いてもその様な構造が現れる場合がある事が知られている [9] [10]。 $\alpha$ -クラスター模型 [11] はその様な核を記述する際には非常に強力な手法である。

その様な $\alpha$ -クラスターの構造を平均場で再現する為に、今日迄色々な試みが為されてきた。Spin 及び Iso-spin の対称性及び調和振動子波動関数の持つ SU3 対称性から、 $\alpha$ -クラスター模型と調和振動子模型が同等である事は知られている。そして調和振動子模型の一粒子波動関数の重ね合わせにより、 $\alpha$ 粒子に相当する波動関数を作る事が出来、 $\alpha$ -クラスターの状態を作る事も可能である [12]。また、密度依存項を持つ有効 2 体相互作用である Gogny 力を用いて作られた自己無撞着な HF 計算によってもその様な $\alpha$ -クラスターの状態を作る事が出来る事が示されている [13]。

そこで我々は、集団回転運動に対する $\alpha$ -クラスターの構造の変化<sup>1</sup>を Cranked HF 方程式を用いて調べる事により、TDHF 理論の立場から $\alpha$ -クラスターの構造を決めている最も重要な要素が何であるのかを探り、核構造の統一的な記述をする為の足掛かりを構築する事を試みた。

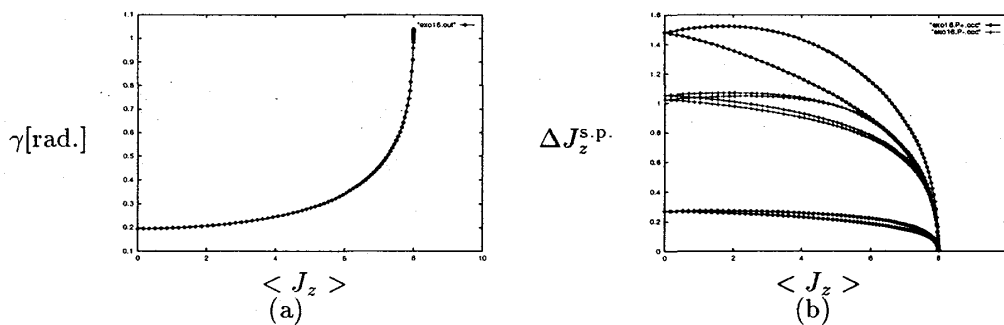
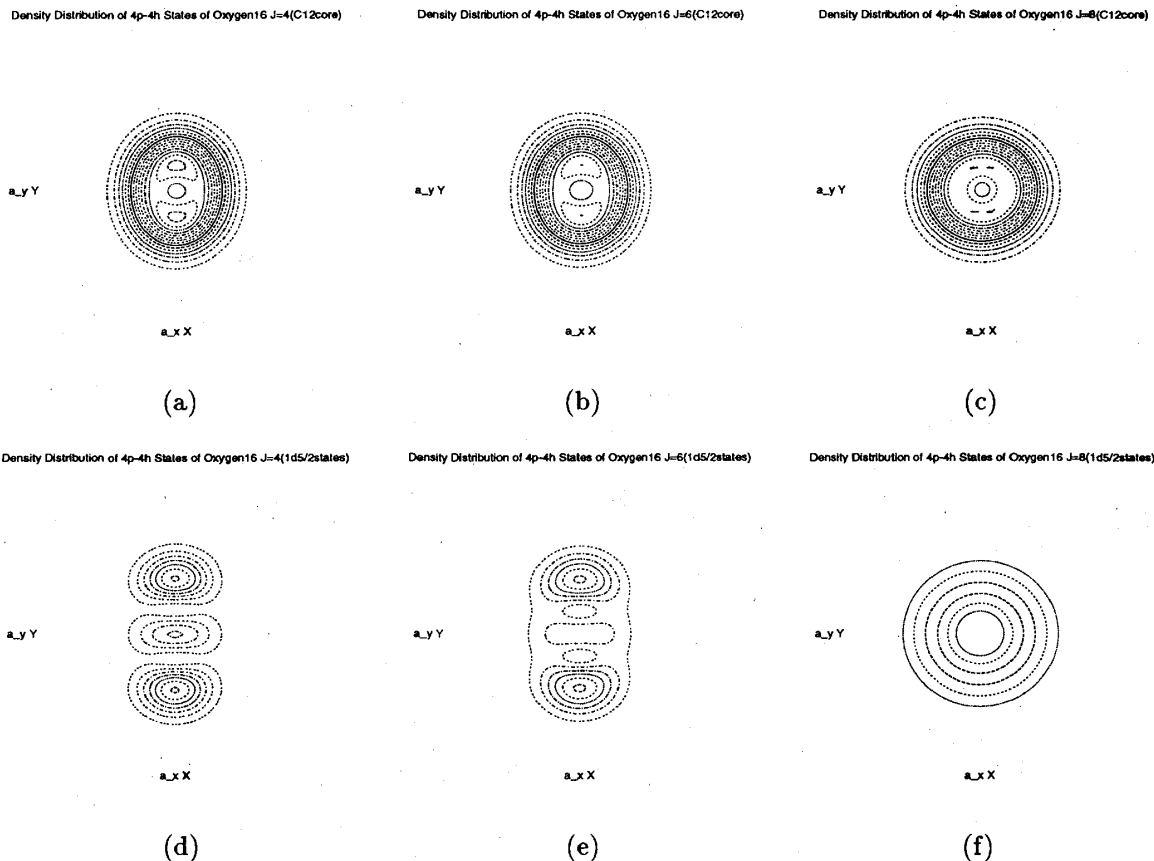


Fig.2:  $\langle \hat{J}_z \rangle$ に対する (a)asymmetric パラメータ $\gamma$ の値の変化、及び (b) 占有状態の一粒子波動関数の $\hat{J}_z$ の期待値の幅 $\Delta J_z^{s.p.}$ の値の変化。

<sup>1</sup>この様な計算の例として延与等による AMD 計算 [14] がある。



**Fig.3:**  $^{12}\text{C}$  コアの密度分布と  $1d_{5/2}$  にある陽子 2 個中性子 2 個の状態の密度分布。上段の 3 つはそれぞれ (a)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 4$ 、(b)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 6$ 、(c)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 8$  の  $^{12}\text{C}$  コアの密度分布である。下段の 3 つは (d)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 4$ 、(e)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 6$ 、(f)  $\langle \hat{J}_z \rangle = 8$  の  $1d_{5/2}$  状態の密度分布である。

今回の計算では Cranked HF 方程式を Reference State Method を用いて解く事によって  $^{16}\text{O}$  の 1st 励起  $0^+$  状態に対応した励起 HF 状態を作り、その回転バンドに於ける集団角運動量に対する  $^{16}\text{O}$  のクラスターの構造の変化を調べた。有効相互作用として上記の Gogny 力を用いた。

計算の結果、回転バンドが Band Termination[3] を起こす  $\langle J_z \rangle = 8^+$  の状態 [15] の近傍に於いて asymmetric パラメータ  $\gamma$  が急速に  $1.047[\text{rad.}]$  になり [16][17]、各占有状態の  $\hat{J}_z$  の期待値の幅の  $\Delta J_z^{\text{s.p.}}$  の値も 0 に向かう事から (Fig.2)、この領域で集団回転運動のコリオリ力による、一粒子波動関数のスピンの集団回転軸方向への alignment[1] が起こっている事が分かる。また、 $\langle \hat{J}_z \rangle$  の増加に伴う密度分布の変化 (Fig.1) を見ると、 $\langle \hat{J}_z \rangle = 0$  から  $\langle \hat{J}_z \rangle = 6$  迄は比較的同じ様な形状を保っているが  $\langle \hat{J}_z \rangle = 8$  付近では大きく変化する、 $\langle \hat{J}_z \rangle = 0$  と同じ様なクラスターの構造を持たない。 $^{12}\text{C}$  に相当する  $1s_{1/2}$  と  $1p_{3/2}$  状態にある粒子の密度分布の重ね合わせを見てみると、 $\langle \hat{J}_z \rangle$  が増加しても  $^{12}\text{C}$  基底状態の様な形を保ったままである。しかし、 $1d_{5/2}$  の状態は非占有状態の影響を大きく受ける為、 $\langle \hat{J}_z \rangle = 8$  近傍で、alignment により密度分布が大きく変わる (Fig.3)。また  $\langle \hat{J}_z \rangle$  に対

する  $1d_{5/2}$  の状態の角運動量の寄与を見ると、 $1d_{5/2}$  にある 4 つの粒子が殆んどの角運動量を担っている。

以上の事から  $^{16}\text{O}$  の 1st 励起  $0^+$  状態の  $\alpha$ -クラスターの構造の形成には、 $1d_{5/2}$  の状態が大きく寄与している事が分かった。これは中重核に於ける回転バンド交差領域での構造変化の議論 [18] と共通の見方で  $\alpha$ -クラスターの構造の変化が議論できる事を示している。

上記の様な解析の手法をその他の  $\alpha$ -クラスター構造を持つ様々な核に適用し、その有効性を調べるのが今後の課題である。

## 参考文献

- [1] A.Bohr and B.R.Mottelson, *Nuclear Structure II*(1975),W.A.BenJamin,INC.
- [2] S.Aberg,H.Flocard and W.Nazarewicz, *Annu.Rev.Nucl.Part.Sci.***40**(1990)439.
- [3] D.M.Headly,R.K.Sheline and I.Ragnarsson, *Phys.Rev.***C49**(1994)222.
- [4] T.Marumori,F.Sakata,T.Une,T.Tanaka and A.Onoda, *Prog.Theor.Phys.***93**(1995)335.
- [5] K.Iwasawa,F.Sakata,W.Nazarewicz,T.Marumori and J.Terasaki, *Phys.Lett.***B339**(1994)1.  
K.Iwasawa,F.Sakata,Y.Hashimoto and J.Terasaki, *Prog.Theor.Phys.***92**(1994)1119.
- [6] M.A.M.de Aguiar and M.Baranger, *Ann.Phys.***186**(1988),355.  
M.Baranger,K.T.R.Davies and J.H.Mahoney, *Ann.Phys.***186**(1988),95.  
D.Provost and M.Baranger, *Phys.Rev.Lett.***71**(1993),662
- [7] F.Sakata,T.Marumori,Y.Hashimoto and T.Une, *Prog.Theor.Phys.***70**(1983)424.
- [8] W.D.M.Rae,*Int.J.Mod.Phys.***A3**(1988)1343.
- [9] R.K.Gupta,S.Singh,R.K.Puri and W.Scheid, *Phys.Rev.***C47**(1993)561.
- [10] B.Buck,J.C.Johnston,A.C.Merchant and S.M.Perez, *Phys.Rev.***C53**(1996)2841.
- [11] D.M.Brink,*The alpha-particle model of light nuclei*, International School of physics "Enrico Fermi", course XXXVI(1965).  
D.M.Brink,H.Friedrich,A.Weiguiny and C.W.Wong, *Phys.Lett.***B33**(1970)143.
- [12] M.Freer, R.R.Betts and A.H.Wuosmaa, *Nucl.Phys.***A587**(1995)34.
- [13] M.Girod and B.Grammaticos, *Phys.Rev.* **C27**(1983)2317.
- [14] Y.Kanada-En'yo and H.Horiuchi,*Prog.Theor.Phys.***93**(1995)115-136.
- [15] S.Åberg,I.Ragnarsson,T.Bengtsson and R.K.Sheline, *Nucl.Phys.***A391**(1982)327.
- [16] R.Wadsworth et al.,*Phys.Rev.***C53**(1996)2763.
- [17] T.Tanaka,*Doctor Thesis*, Univ.Tsukuba(1996).
- [18] P.Ring and P.Schuck, *Nuclear Many-Body Problem*(Springer-Verlag,1981)Chap.3.